Die Ermittlung optischer Potentiale für Deuteronen aus der Reaktion $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ bei Einschußenergien oberhalb und unterhalb des Coulombwalls

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Georg Röschert

aus Nürnberg

- Januar 1969 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. Dr. S. Wilking

Tag der mündlichen Prüfung: 04. MRZ. 1969

Tag der Promotion: 14. JULI 1969

Die Ermittlung optischer Potentiale für Deuteronen aus der Reaktion $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ bei Einschußenergien oberhalb und unterhalb des Coulombwalls

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Georg R ö s c h e r t

aus Nürnberg

- Januar 1969 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Zusammenfassung	3
2.	Einleitung	4
3.	Meßmethode und Apparatur	10
3.1	Beschleuniger und Strahl	10
3.2	Target und Meßanordnung	11
4.	Die 6.0 MeV-Messung und ihre spektroskopische Auswertung	12
4.1	Energie- und Winkelverteilungen	12
4.2	DWBA-Analyse	16
4.3	Ergebnisse und Diskussion	18
4.3.1	Vergleich mit bisherigen Messungen	18
4.3.2	Vergleich mit der Theorie	20
5.	Die Subcoulombmessung, Bestimmung des Deuteronenpotentials	24
5.1	Qualitativer Vergleich zwischen der (d,p)- und (d,n)-Reaktion unterhalb des Coulombwalls	24
5.2	Die Anregungsfunktion für Neutronen aus der Reaktion $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ bei E_d = 3 - 6 MeV	27
5.3	Die Reaktion $^{60}Ni(d,n)$ bei E_d = 3.8 MeV, Bestimmung der Parameter des Deuteronenpotentials .	28
5.3.1	Die Parametersätze für die Deuteronen von Dickens & Perey	28
5.3.2	Rechnungen mit der Suchprozedur NINNY	29
5.3.3	DWBA-Rechnungen mit dem Programm JULIE	32
5.4	Diskussion der DWBA-Rechnungen für die Subcoulombmessung	35
Anhang	Vergleichsmessungen an ^{58}Ni mit der (d,n)- und (τ,d)-Reaktion	39
	Literaturverzeichnis	40

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0040

Zusammenfassung

Mithilfe der Flugzeitmethode wurden Neutronen aus der Reaktion $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ spektroskopiert und Winkelverteilungen bei Einschußenergien der Deuteronen von E_d = 6.0 MeV und E_d = 3.8 MeV ermittelt. Aus den absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitten von sechs Winkelverteilungen der 6.0 MeV-Messung konnten mittels einer DWBA-Analyse Werte für den Bahndrehimpuls ℓ für das transferierte Proton bestimmt und spektroskopische Faktoren extrahiert werden. Die Ergebnisse werden mit bisherigen Messungen und Vorhersagen aus Rechnungen mit dem Rumpfsanregungsmodell verglichen.

Sowohl für die 6.0 MeV- als auch für die 3.8 MeV-Messung wurden mithilfe einer DWBA-Suchprozedur Deuteronen-Parameter des optischen Modells berechnet. Es wird gezeigt, daß es möglich ist, mittels der (d,n)-Reaktion Deuteronen-Parameter für Einschußenergien unterhalb des Coulombwalls des Targetkerns, das heißt für Energien, für die eine Ermittlung der Parameter aus der elastischen Deuteronenstreuung nicht mehr möglich ist, zu bestimmen. Der so erhaltene Realteil des optischen Potentials zeigt denselben starken Anstieg zu kleineren Deuteronenenergien hin, wie er aus (d,d)-Streudaten an ^{60}Ni oberhalb des Coulombwalls extrapoliert werden kann.

Im Anhang werden absolute differentielle Wirkungsquerschnitte für die Übergänge zu den ersten beiden Niveaus im ^{59}Cu aus einer Testmessung $^{58}Ni(d,n)$ bei E_d = 6.0 MeV sowie Θ_n = 22.5° angegeben.

2. Einleitung

Abstreifreaktionen mit Deuteronen - nämlich die (d,p)- und die (d,n)-Reaktion - werden seit langem dazu verwandt, kernspektroskopische Daten, das heißt Informationen über die Kernstruktur, zu gewinnen. Anhand dieser Informationen lassen sich die verschiedenen Kernmodelle (hauptsächlich das Schalenmodell) auf ihre Verwendbarkeit zur Beschreibung des Reaktionsablaufs hin untersuchen. Dabei spielt die (d,p)-Reaktion wegen der einfacheren Nachweisreaktionen für Protonen (Magnetspektrographen, Halbleiterdetektoren) naturgemäß eine größere Rolle als die (d,n)-Reaktion, deren Reaktionsprodukte, die Neutronen, nur über Sekundärprozesse (zum Beispiel Stoß an Protonen in Wasserstoffreichen Szintillatoren) nachzuweisen sind. Nur bei Verwendung der "Flugzeitmethode" mit einem Auflösungsvermögen der Meßapparatur von etwa 1 nsec erhält man aus (d,n)-Prozessen spektroskopische Daten, die denen einer guten (d,p)-Messung gleichwertig sind. Da Flugzeitmessungen von Neutronen jedoch erst seit wenigen Jahren mit der oben erwähnten Güte betrieben werden können, gibt es bisher relativ wenig Ergebnisse aus (d,n)-Experimenten, zudem können kernspektroskopische Daten bei Protonentransfer mit der (τ,d)-Reaktion i. a. genauer und einfacher gewonnen werden.

Die meisten Beschleuniger, an denen schnelle Neutronen mithilfe der Flugzeitmethode spektroskopiert werden, haben eine Endenergie von ca. 6 MV. Will man mit Deuteronen oberhalb des Coulombwalls des Targetkerns einschießen - unterhalb dieser Schwelle nehmen die Reaktionswirkungsquerschnitte sowohl bei der (d,p)- als auch bei der (d,n)-Reaktion rapide ab - so ist man bei der Endenergie E_d = 6 MeV auf den Bereich der Kerne etwa bis zur Ladungszahl 28, entsprechend der Massenzahl 60, beschränkt. Sollen unter der erwähnten Einschränkung der Deuteronenenergie auch schwerere Kerne der Untersuchung durch die (d,n)-Reaktion zugänglich gemacht werden, ist es erforderlich, das Verhalten dieser Reaktion bei Einschußenergien der Deuteronen unterhalb des Coulumbwalls des Targets

kennenzulernen. Während experimentelle Ergebnisse über die Subcoulomb-(d,p)-Reaktion[1] vorlagen, war über die entsprechende (d,n)-Reaktion praktisch nichts bekannt.

Das Ziel dieser Arbeit war deswegen eine Untersuchung der (d,n)-Reaktion bei Einschußenergien der Deuteronen unterhalb der Coulumbbarriere des Targetkerns, und zwar sollte:

1. ein qualitatives Bild gewonnen werden und die Hauptmerkmale der Reaktion ermittelt werden, sodann
2. die Möglichkeit erforscht werden, die Reaktion quantitativ mithilfe der DWBA-Theorie[+] zu beschreiben.

Zur Lösung der ersten Aufgabe wurde zunächst eine (d,n)-Messung an ^{116}Sn[2] bei E_d = 6.0 MeV, das heißt etwa 25 - 30 % unterhalb des Coulombwalls des Targets, vorgenommen. Die dabei erhaltenen Winkelverteilungen werden in Abschnitt 5.1 qualitativ diskutiert und mit Vorhersagen einer theoretischen Arbeit von Goldfarb & Wong[3] verglichen. Das auffälligste Ergebnis unserer Messung war die ausgeprägte Diffraktionsstruktur der Winkelverteilungen, die derjenigen von Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalls gleicht.

Zur genaueren Fassung der zweiten Aufgabe ist es nützlich, sich die Struktur der Reaktionsamplitude in der DWBA-Theorie[4], die für hohe Einschußenergien die (d,p)- und (d,n)-Reaktion im allgemeinen gut beschreibt, zu vergegenwärtigen. Folgender Gedankengang liegt der DWBA-Theorie zugrunde: Der Hamiltonoperator des Systems A(d,n)B läßt sich wie folgt aufteilen:

$$H = H_d + V_{nA} + V_{pA} = H_n + V_{nA} + V_{np} \qquad (1)$$

H_d beschreibt die Struktur des Deuterons und des Targetkerns sowie deren Relativbewegung; entsprechendes gilt für H_n.
V_{nA}, V_{pA}, V_{np} beschreiben die Wechselwirkung zwischen Neutronen-Target, Proton-Target und Neutron-Proton.

Mit (1) erhält man für die exakten Übergangsmatrixelemente:

$$T_{(d,n)} = \langle \phi_n^{(-)} | V_{nA} + V_{np} | \psi_d^{(+)} \rangle \qquad (2)$$

+) DWBA - Distorted - Waves-Born-Approximation

$\psi_d^{(+)}$ ist die Lösung der Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator H_d,

$\phi_n^{(-)}$ die Lösung der Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator H_n,

die Symbole (+) bzw. (-) bezeichnen ein- bzw. auslaufende Wellen im Unendlichen.

In der oben erwähnten Form (2) ist die Lösung des Problems rechnerisch nicht möglich. In der DWBA-Theorie behilft man sich deswegen mit folgenden Näherungen, um zu einer Lösung zu kommen:

a) Die exakte Wellenfunktion $\psi_d^{(+)}$ wird in Born'scher Näherung durch die "distorted waves" $\chi_d^{(+)}$ angenähert, wobei χ_d Lösung der Schrödingergleichung

$$(E - H_d - U_d)\,\chi_d = 0 \quad \text{ist.} \tag{3}$$

U_d ist das optische Potential, das die elastische Streuung von Deuteronen im Eingangskanal beschreibt.

b) Das Potential V_{nA} wird durch das optische Potential U_n ersetzt, das die elastische Streuung von Neutronen im Ausgangskanal beschreibt. Damit ergibt sich

$$T_{(d,n)} = \langle \chi_n^{(-)} | V_{np} | \chi_d^{(+)} \rangle, \text{ wobei} \tag{4}$$

$\chi_n^{(-)}$ Lösung der Schrödingergleichung

$$(E - H_n - U_n)\,\chi_n = 0 \quad \text{ist.} \tag{5}$$

c) Als letztes führt man die sogenannte Nullreichweitennäherung

$$V_{np} \sim \delta(\underline{r}_{np}), \quad \underline{r}_{np} = \underline{r}_n - \underline{r}_p \quad \text{ein.} \tag{6}$$

Damit läßt sich nach einer Faktorisierung von $\chi_d^{(+)}$ und $\chi_n^{(-)}$ und einer Aufspaltung in je ein Integral über die Winkel sowie die Radialanteile der Wellenfunktionen die Gleichung (4) rechnerisch lösen[5], als Ergebnis erhält man:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = N \cdot \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \cdot C^2 \cdot S_{\ell,j} \cdot \sigma_{DWBA}(\ell,\Theta,E) \qquad (7)$$

N = 1.48 ist ein dimensionsloser Faktor und beschreibt den Aufbruch des Deuterons in ein Neutron und ein Proton unter der Annahme der oben erwähnten Nullreichweitennäherung.

J_B, J_A sind die Spins des Restkerns im Endzustand bzw. des Targetkerns im Grundzustand.

C^2 ist der Isospinkopplungsfaktor zwischen Anfangs- und Endzustand der Reaktion.

$S_{\ell,j}$ ist der spektroskopische Faktor, der sich nach (7) aus dem Experiment extrahieren läßt, er beschreibt den Überlapp zwischen Anfangs- und Endzustand der Reaktion.

$\sigma_{DWBA}(\ell,\Theta,E)$ enthält die Winkel- und Energieabhängigkeit der Reaktion und setzt sich nach Abspaltung des Winkelanteils bis auf Faktoren aus dem Integral über die Radialwellenfunktionen für die elastische Streuung im Eingangs- und Ausgangskanal sowie der Wellenfunktion $\phi_{n,\ell,j}$ des eingefangenen, gebundenen Protons zusammen.

Das in der Kernspektroskopie übliche Verfahren ist, die Größe $\sigma_{DWBA}(\ell,\Theta,E)$ mithilfe der DWBA-Theorie zu berechnen. Dazu ist die Kenntnis der Potentialparameter des optischen Modells für die ein- und auslaufenden Teilchen (siehe Gleichung 3 und 5), die gemeinhin aus Analysen der elastischen Streuung dieser Teilchen am Target- bzw. Endkern gewonnen werden, sowie der Parameter für das eingefangene Proton nötig. Durch Vergleich mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten werden dann nach Formel (7) die spektroskopischen Daten, nämlich der Bahndrehimpuls ℓ des übertragenen Protons und der spektroskopische Faktor $S_{\ell j}$ bestimmt. Häufig erweist es sich, daß bei den oben genannten DWBA-Rechnungen im Radialintegral eine untere Grenze, ein Abschneideradius, eingeführt werden muß, um theoretisch Winkelverteilungen zu erhalten, die in etwa in ihrer Form mit den experimentellen übereinstimmen. Eine Möglichkeit, das zu umgehen, wird in Abschnitt 4.2 aufgezeigt.

Sind, umgekehrt zur obigen Analyse, spektroskopische Daten, vor allem $S_{\ell j}$, aus anderer Quelle bekannt, so kann man aus den experimentellen Ergebnissen nach (7) den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{DWBA}(\ell,\Theta,E)$ gewinnen und damit versuchen, eine Aussage über die Potentialparameter der Reaktionskanäle zu machen. Dieses Verfahren wird zum Beispiel bei der Subcoulomb-(d,p)-Reaktion dazu verwandt, Parameter des Potentials der Wellenfunktion des eingefangenen, gebundenen Neutrons zu bestimmen[1]. Sowohl das einlaufende Deuteron als auch das auslaufende Proton treten nicht mit den Kernkräften in Wechselwirkung und lassen sich in diesem Fall durch Coulombwellenfunktionen beschreiben. Unbekannt sind somit nur noch die Potentialparameter des eingefangenen Neutrons.
Bei Subcoulomb-(d,n) ist die Situation hingegen wesentlich komplizierter[3]. Hier ist bei allen drei an der Reaktion beteiligten Teilchen die Wechselwirkung mit dem Kerninneren zu berücksichtigen. Sowohl die Potentialparameter für die Neutronen im Ausgangskanal als auch für das eingefangene gebundene Proton können jedoch als genügend genau bekannt vorausgesetzt werden. Das Interesse konzentriert sich somit auf die Parameter des Deuteronenpotentials, die auf übliche Weise, das heißt aus elastischer Deuteronenstreuung, nicht mehr bestimmt werden können, da die Rutherfordstreuung bei diesen kleinen Einschußenergien die elastische Streuung derart dominiert, daß in den theoretischen Kurven nur noch ein unwesentlicher Einfluß der Parameter des Deuteronenpotentials zu beobachten ist (siehe Abschnitt 5.3, Abb. 9). Bei bekanntem spektroskopischen Faktor $S_{\ell j}$ sollte es dagegen mithilfe der Subcoulomb-(d,n)-Reaktion möglich sein, über DWBA-Rechnungen aus den experimentellen Ergebnissen Potentialparameter für den Deuteronenkanal zu bestimmen. Anders gesagt: man wird in DWBA-Rechnungen die Potentialparameter für den Deuteronenkanal so lange variieren, bis nach Formel (7), bei bekanntem $S_{\ell j}$, ein Minimum in χ^2 bei der Anpassung an die experimentellen Winkelverteilungen erreicht ist.

Die Zuverlässigkeit der so ermittelten optimalen Deuteronenparameter steht und fällt mit der Annahme, daß die DWBA-Theorie auch bei Subcoulomb-(d,n) noch anwendbar ist. Ein Vergleich des erhaltenen Parametersatzes mit der Systematik von Deuteronenpotentialen kann, umgekehrt, eine indirekte Aussage über die Anwendbarkeit der DWBA-Theorie auf die Reaktion mit Subcoulomb-Deuteronen liefern.

Zu einer Untersuchung der oben erwähnten Art besonders geeignet erwies sich ^{60}Ni, für das von Dickens & Perey[6] eine sehr genaue DWBA-Analyse der elastischen Streudaten für E_d = 5 - 15 MeV vorliegt. Mit der Endenergie E_d = 6 MeV unseres Beschleunigers schießen wir bei diesem Kern gerade oberhalb seines Coulombwalls für Deuteronen ein. In einer ersten Messung (siehe Abschnitt 4) konnten wir so die spektroskopischen Daten, ℓ und $S_{\ell j}$, die für die Analyse der Subcoulombmessung (siehe oben) erforderlich sind, bestimmen. Die Subcoulombmessung wurde bei E_d = 3.8 MeV durchgeführt. Mithilfe von DWBA-Rechnungen für den Übergang zum ^{61}Cu-Grundzustand konnten unter Verwendung von $S_{\ell j}$ aus der 6 MeV-Messung und durch Vergleich mit der experimentellen Winkelverteilung nach (7) Parameter für die Deuteronenpotentiale bei E_d = 3.8 MeV bestimmt werden. Sie schließen sich gut an die extrapolierten Daten von Dickens & Perey an (siehe Abschnitt 5).

3. Meßmethode und Apparatur

Unsere Messungen wurden mit der Flugzeitapparatur für schnelle Neutronen am 5.5 MeV-Van de Graaff-Beschleuniger des Sektors Kernphysik im Hahn-Meitner-Institut (HMI) durchgeführt.

3.1 Beschleuniger und Strahl

Die aus der Ionenquelle austretenden D^+-Ionen werden mit einem elektrischen Wechselfeld von 1 MHz über eine Lochblende gewedelt, so in etwa 10 nsec lange Strahlimpulse zerhackt und dann beschleunigt. Die Energie der beschleunigten Teilchen wird durch einen 90^o-Ablenkmagneten am Ende der Beschleunigungsstrecke festgelegt. Durch ein System von zwei Quadrupollinsen und einem Schaltmagneten wird der gepulste Strahl anschließend zum Kompressionsmagneten nach Mobley[7] gelenkt. Die Eigenschaften des Strahls hinter dem Kompressionsmagneten am Ort des Targets sind für unsere Messungen bei 6.0 MeV bzw. 3.8 MeV Deuteronenenergie in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1: Eigenschaften des Deuteronenstrahls am Ort des Targets für unsere beiden Messungen bei E_d = 6.0 MeV bzw. bei E_d = 3.8 MeV

	E_d=6.0 MeV±5 keV	E_d= 3.8 MeV± 5 keV
Strahldurchmesser	ca. 3-5 mm	ca. 3-5 mm
Winkelunschärfe (in der Meßebene)	± 2^o	± 1.6^o
Strahlimpulsdauer (volle Halbwertsbreite)	ca. 1 nsec	ca. 1 nsec
Impulsfrequenz	1 MHz	1 MHz
Strom (Gleichstrommittelwert)	2.0 - 2.2 µA	1.8 - 2.0 µA

3.2 Target und Meßanordnung

Das Target bestand aus angereichertem ^{60}Ni +) auf einer 0.2 mm dicken Wolframscheibe. Die Dicke des Targets betrug 260 g/cm^2 ± 5 %; das entspricht einem Energieverlust von etwa 15 keV für E_d = 6.0 MeV bzw. von etwa 20 keV für E_d = 3.8 MeV. Während der Messung wurde das Target gewobbelt und durch Preßluft gekühlt. Die Meßanordnung ist identisch mit der von Grabisch[8] beschriebenen Apparatur. Zum Nachweis der Neutronen aus ^{61}Cu dienten NE 213-Szintillatoren++) in Verbindung mit Photomultipliern des Typs XP 1040+++). Die Messungen der Winkelverteilungen wurden gleichzeitig mit zwei um das Target im Winkelbereich 0° - 145° schwenkbaren Detektoren und einem unter 40° feststehendem Detektor als Monitor durchgeführt.
Die Elektronik entspricht wieder der bei Grabisch[8] beschriebenen und wurde bis auf die Impulshöhenanalysatoren und die Hochspannungsnetzgeräte in der Abteilung Elektronik des HMI entwickelt und gebaut.

Zur Kennzeichnung unserer Messungen sind einige Daten der Apparatur in Tabelle 2 zusammengefaßt. Unter der Rubrik Nachweisschwelle ist die Mindestenergie aufgeführt, die ein Rückstoßproton haben muß, falls das Neutron nachgewiesen werden soll.

Tabelle 2: Experimentelle Daten für unsere beiden Messungen bei 6.0 MeV bzw. 3.8 MeV

	E_d = 6.0 MeV	E_d = 3.8 MeV
mittlere Auflösung für Neutronen in den Flugzeitspektren (volle Halbwertsbreite)	1.2 nsec	1.4 nsec
Nachweisschwelle für die Neutronen (Energie der Rückstoßprotonen)	3.0 MeV	2.3 MeV
Entfernung Target-Detektor	4.70 m	3.30 m

+) Oak Ridge National Laboratory, Anreicherungsgrad 99.8 %
++) Nuclear Enterprises, Szintillatoren 1" x 4" Ø, Monitor 2" x 5" Ø
+++) Firma Valvo

4. Die 6.0 MeV-Messung und ihre spektroskopische Auswertung

4.1 Energie- und Winkelverteilungen

Abbildung 1 zeigt ein Laufzeitspektrum der Neutronen aus der Reaktion $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ für E_d = 6.0 MeV und Θ_n = 15°. Die Übergänge zum Grundzustand im ^{13}N und zum Grundzustand bzw. ersten angeregten Zustand im ^{17}F, die durch ^{12}C- und ^{16}O-Verunreinigungen im Target hervorgerufen werden, werden durch die Symbole $^{13}N_{g.s.}$ und $^{17}F_{g.s.}$ bzw. $^{17}F_1$ kenntlich gemacht. Während der Messung der Winkelverteilungen baute sich aus uns unerklärlichen Gründen ein Deuterium-Selbsttarget auf (siehe Abbildung 1, oberes Teilspektrum bei einer Flugzeit der Neutronen von etwa 126 - 136 nsec).

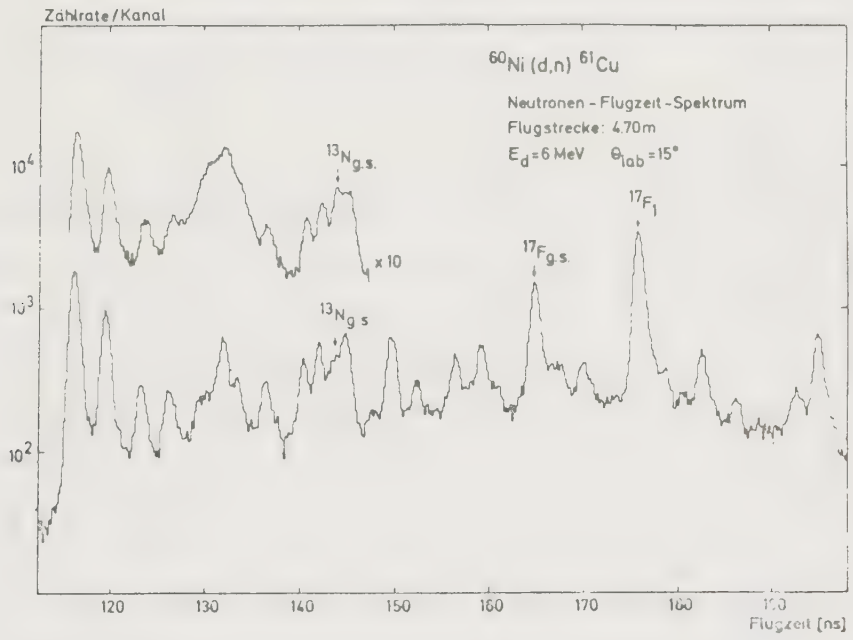

Abb. 1: Laufzeitspektrum der Neutronen aus $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ für E_d = 6.0 MeV und Θ_n = 15°. Die Entfernung Target-Detektor betrug 4.70 m. Die Übergänge zum ^{13}N-Grundzustand ($^{13}N_{g.s.}$) bzw. zu den ersten beiden Zuständen im ^{17}F ($^{17}F_{g.s.}$ und $^{17}F_1$) wurden durch ^{12}C- bzw. ^{16}O-Verunreinigungen im Target hervorgerufen. Das Teilspektrum im oberen Teil der Abbildung zeigt zusätzlich Neutronen aus einem während der Messung aufgebautem Deuterium-Selbsttarget.

Die Analyse von nur schwach bevölkerten Zuständen im ^{61}Cu bei Anregungsenergien größer 1 MeV, das heißt oberhalb des zweiten angeregten Zustandes, wurde durch das Auftreten der Neutronen aus dem Deuterium-Selbsttarget unmöglich gemacht. Außerdem mußten wir nach der Auswertung unserer Messungen anhand neuerer Veröffentlichungen über das ^{61}Cu-Termschema[9,10] feststellen, daß der von uns gewählte Abstand Target-Detektor von 4.70 m nicht ausreichte, die Niveaus im ^{61}Cu oberhalb 1 MeV Anregungsenergie sauber zu trennen. Abbildung 2 zeigt ein nachträglich mit Deuteronen von 4.0 MeV und einer Flugstrecke von 8.65 m für die Neutronen unter $\Theta_n = 45^\circ$ aufgenommenes Mergleichsspektrum aus $^{60}Ni(d,n)$.
In Abbildung 2 sind die Niveaulagen aus den beiden schon erwähnten (p,α)- bzw. (τ,d)-Messungen mit eingetragen. Man sieht bei diesem Flugzeitspektrum deutlich die gegenüber Abbildung 1 erhöhte Vielfalt der Niveaus im ^{61}Cu.

Die Abbildungen 3 und 4 zeigen (d,n)-Winkelverteilungen für Übergänge zu acht Niveaus im ^{61}Cu bei $E_d = 6.0$ MeV. Die Meßdauer für die einzelnen Punkte der Winkelverteilungen betrug im Mittel 2 1/2 Stunden; es wurde jeweils bis zum Erreichen eines festen Wertes (nämlich 10^4 μC) für das Integral über den Targetstrom gemessen. Inhomogenitäten des Targets wurden durch die Normierung auf die jeweils zugehörigen Monitorspektren berücksichtigt. Die in den Abbildungen 3 und 4 angegebenen Fehler ergaben sich aus den statistischen Fehlern sowie dem Fehler aus der Subtraktion des Untergrunds in den Laufzeitspektren und schließen Unsicherheiten bei der Entfaltung von Linien ein.

Zur Bestimmung des angegebenen absoluten Wirkungsquerschnitts wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren nach einer Arbeit von Nitschke[11] bestimmt. Zusammen mit der Unsicherheit bei der Wägung des Targets ergibt sich dann für den absoluten Wirkungsquerschnitt ein maximaler Fehler von 20 %.
Aus den weiter vorne erwähnten Gründen (Aufbau eines Deuterium-Selbsttargets während der Messung der Winkelver-

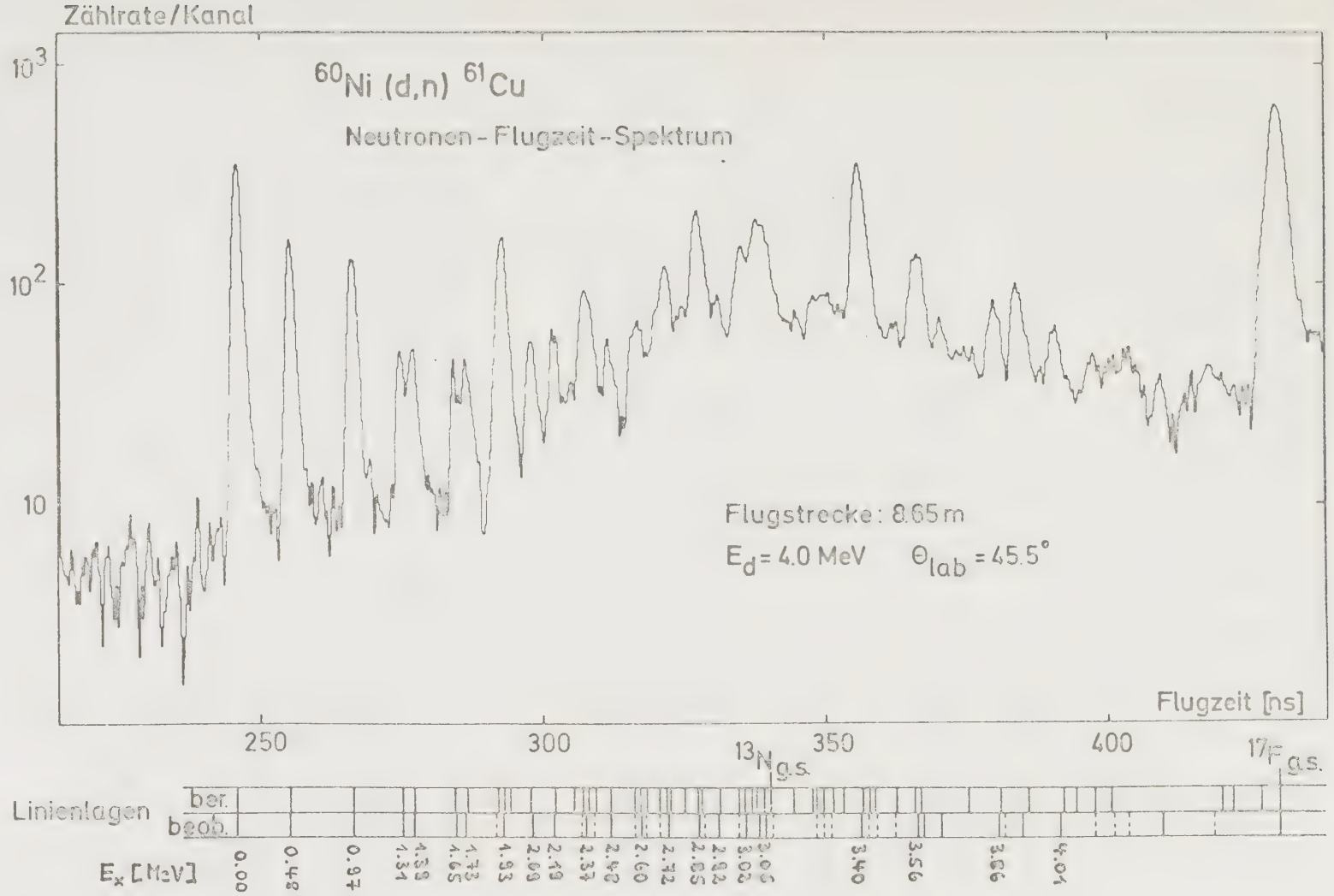

Abb. 2: Laufzeitspektrum der Neutronen aus ^{60}Ni(d,n) für E_d = 4.0 MeV und Θ_n = 45.5°. Die Entfernung Target Detektor betrug 8.65 m. Unter dem Spektrum werden die von uns beobachteten Linienlagen im ^{61}Cu mit denen aus (p,α)- bzw. (τ,d)-Messungen 9,10) veröffentlichten verglichen.

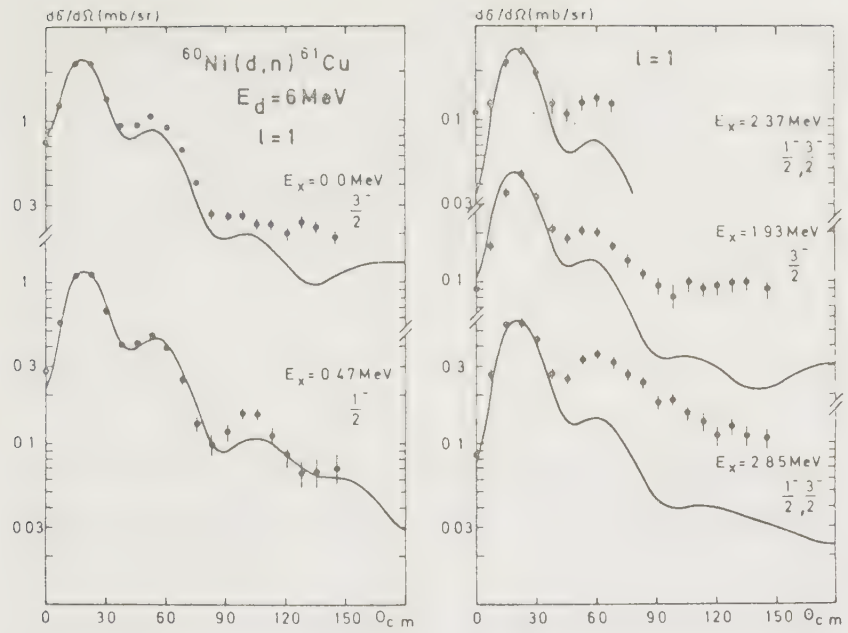

Abb. 3: (ℓ= 1)-Winkelverteilungen von Neutronen aus der Reaktion ^{60}Ni(d,n)^{61}Cu bei E_d = 6.0 MeV (angegebene Fehler und absolute Normierung siehe Text!). Die ausgezogenen Kurven sind Ergebnisse von DWBA-Rechnungen (siehe Abschnitt 4.2).

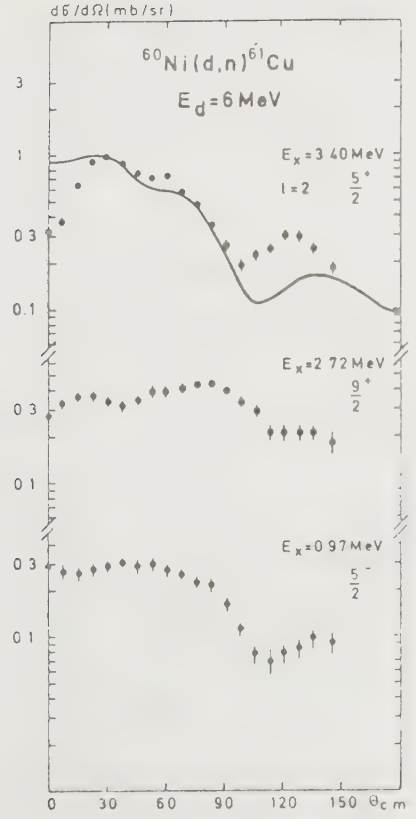

Abb. 4:
Winkelverteilungen von Neutronen aus der Reaktion ^{60}Ni(d,n)^{61}Cu bei E_d = 6.0 MeV (angegebene Fehler und absolute Normierung siehe Text!). Die ausgezogene Kurve ist das Ergebnis einer DWBA-Analyse (siehe Abschnitt 4.2).

teilungen und zu geringer Abstand (Target-Detektor) war es uns unmöglich, die Niveaus im ^{61}Cu für Anregungsenergien größer 1 MeV sauber zu trennen. So enthalten alle Winkelverteilungen in den Abbildungen 3 und 4 für $E_x > 1$ MeV kleine Beimischungen aus Nachbarniveaus.

4.2 DWBA-Analyse

Die ausgezogenen Kurven in den Abbildungen 3 und 4 sind die Ergebnisse von DWBA-Rechnungen mit dem Programm JULIE von Bassel, Drisko und Satchler[5]. Die Form der optischen Potentiale für die Deuteronen und Neutronen wurde dabei wie folgt angenommen:

$$U(r) = \{-V+(\frac{\hbar}{m_\pi c})^2 V_{s.o.}(\underline{\ell\sigma})\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\} f(r) - i\{W-W'a'\frac{d}{dr}\}f(r) \quad (8)$$

wobei $f(r) = \{1+\exp(\frac{r-R}{a})\}^{-1}$ und $R = r_o A^{1/3}$

$$f(r') = \{1+\exp(\frac{r-R'}{a'})\}^{-1} \text{ und } R' = r'_o A^{1/3}$$

Für die Deuteronen wurden die Parameter aus einer von Dickens & Perey[6] durchgeführten Messung der elastischen Deuteronenstreuung am ^{60}Ni bei E_d = 5 - 15 MeV Einschußenergie verwandt:

V =	103 MeV	$V_{s.o.}$ =	6 MeV	r_o =	1.15 fm	a =	.81 fm
W =	0 MeV	W' =	78 MeV	r'_o =	1.34 fm	a' =	.68 fm

Die Neutronenparameter wurden einer Arbeit von Hodgson[12] entnommen.
Für die gebundenen Zustände wurde nach Sharpey-Schafer[13] r_o = 1.22 fm und a = .573 fm gewählt, sowie der Spin-Bahn-Term des Potentials in Thomasform λ = 25 gesetzt, das entspricht in der Notierung der Formel (8) einem $V_{s.o.}$ von etwa 0.6 MeV.

Daß bei den DWBA-Rechnungen mit Nullreichweitennäherung nicht zu vernachlässigende Unterschiede sowohl in der Form als auch in der Größe der Wirkungsquerschnitte der Winkelverteilungen in Abhängigkeit von der unteren Integrationsgrenze der Radialintegrale, dem Abschneideradius, auftraten, war ein Hinweis auf wesentliche Beiträge des Kerninneren zur Reaktion. Diese Beiträge werden von der üblichen DWBA-Theorie nicht korrekt behandelt. Eine der Hauptfehlerquellen ist die Vernachlässigung der Nichtlokalität der Potentiale, deren Wirkung jedoch berücksichtigt werden kann, indem man die Radialintegrale der DWBA-Rechnungen mit einer Korrekturfunktion h(r)[14,15] versieht. Um diese Korrektur (LEA)+) vornehmen zu können, wurden an der Siemens 2002 des Sektors Mathematik des HMI die Wellenfunktionen für die gebundenen Protonenzustände nach einem Programm von Winther[16] berechnet, anschließend mit h(r) multipliziert und in die DWBA-Rechnungen eingegeben. Die Korrekturfunktion h(r) ist ein Produkt dreier Funktionen $f_i(r)$ für die drei verschiedenen Kanäle der DWBA-Rechnung:

$$f_i(r) = C \left\{1 - \left(\frac{\mu_i \beta_i^2}{2\hbar}\right) U_i(r)\right\}^{-1/2} \qquad (9)$$

wobei β_i die Reichweite der Nichtlokalität des optischen Potentials des entsprechenden Kanals,

μ_i die reduzierte Masse des entsprechenden Kanals,

$U_i(r)$ das lokale optische Potential (der Einfachheit halber wurde bei der Korrektur nur der Realteil des Potentials berücksichtigt) des entsprechenden Kanals

und C der Renormierungsfaktor für die Wellenfunktion des gebundenen Protons ist.

Die Werte β_p und β_n wurden zu .85 fm, der von β_d zu .54 fm angenommen.[14]

+) LEA - Local Energy Approximation

4.3 Ergebnisse und Diskussion

4.3.1 Vergleich mit bisherigen Messungen

Der spektroskopische Faktor S_j berechnet sich aus Formel (7) (siehe Einleitung) und wurde jeweils durch Anpassung an das erste Maximum der zugehörigen experimentellen Winkelverteilung ermittelt. Die Zustände bei E_x = 0.97 MeV ($5/2^-$, ℓ = 3) sowie bei E_x = 2.72 MeV ($9/2^+$, ℓ = 4) zeigten bei uns keine ausgeprägte "Strippingstruktur", die es zulassen würde, spektroskopische Faktoren zu extrahieren. Rein klassisch läßt sich nach

$$\underline{\ell} = \underline{R} \times \underline{Q} \quad \text{das heißt} \quad Q > \frac{\ell}{R} \qquad (10)$$

($\ell = |\underline{\ell}|$ Drehimpuls des eingefangenen Protons
$R = |\underline{R}|$ Kernradius
$Q = |\underline{Q}|$ übertragener Impuls des eingebauten Protons)

unter der Annahme, daß die Strippingreaktion an der Kernoberfläche stattfindet, abschätzen, daß für die oben genannten Niveaus im ^{61}Cu der Impulsübertrag Q erst bei $\simeq 60^\circ$ bzw. $\simeq 75^\circ$ groß genug ist, um einen Drehimpuls von ℓ = 3 bzw. ℓ = 4 zuzulassen. Diese Übergänge sind also kinematisch behindert.

Die aus unserer Messung gewonnenen Daten sind in Tabelle 3 zusammengefaßt und werden dort mit Ergebnissen aus (α,t)- und (τ,d)-Messungen verschiedener Autoren[17, 18, 10] verglichen.

Tabelle 3: Absolute spektroskopische Faktoren für Protonentransfer zum ^{61}Cu

a) Nachanalyse der Daten von Pullen & Rosner[10] (siehe Anhang)
Spalte 4: in Formel (7) N = 3.2 wie bei Pullen & Rosner
Spalte 5: in Formel (7) N = 4.4 wie allgemein üblich[19]

b) Diese Zustände zeigten bei unserer Einschußenergie keine ausgeprägte Strippingstruktur (siehe Text).

^{61}Cu		absolute spektroskopische Faktoren $S_{\ell j}$					
E_x (MeV)	J^π	(α,t) Armstrong et al.[17] E = 26.7 MeV	(τ,d) Blair[18] E = 22 MeV	(τ,d) Pullen & Rosner[10] E = 16.4 MeV	a)		(d,n) unsere Messung E_d = 6.0 MeV
0.000	$3/2^-$	0.74	0.90	0.30	0.89	0.65	0.78
0.477	$1/2^-$	1.24	1.00	0.31	0.80	0.58	0.80
0.972	$5/2^-$	1.08	1.04	0.21			b)
1.306	$(7/2)^-$			0.03			
1.390	$(5/2)^-$			0.07			
1.940	$3/2^-$			0.03	0.08	0.06	0.09
2.104	$(1/2)^-$			0.02			
2.216	$5/2^-$			0.04			
2.366	$(1/2)^-$			0.02	0.05	0.04	0.09
2.711	$9/2^+$			0.18			b)
2.846	$(1/2)^-$			0.09	0.30	0.22	0.14
3.411	$(5/2)^+$				0.17	0.12	(0.12)
	Spalte	1	2	3	4	5	6

Wie man aus Tabelle 3 ersehen kann, stimmen innerhalb der Fehlergrenzen der DWBA-Theorie (ca. 20 %) unsere absoluten spektroskopischen Faktoren (Spalte 6) gut mit denen von Armstrong et al.[17] (Spalte 1) und denen von Blair[18] (Spalte 2) überein. Größere Abweichungen ergaben sich nur gegenüber den absoluten Werten von Pullen & Rosner[10] (Spalte 3), die in ihrer Arbeit absolute spektroskopische Faktoren für ^{59,61}Cu aus ^{58,60}Ni(τ,d)-Messungen bei E_τ = 16.4 MeV veröffentlichten. Die relativen spektroskopischen Faktoren zeigten jedoch eine gute Übereinstimmung mit unseren Resultaten. Eine Nachanalyse (siehe Anhang) einiger Werte von Pullen & Rosner mit ihren DWBA-Parametern und den von ihnen angegebenen Wirkungsquerschnitten ergab dann spektroskopische Faktoren (Spalten 4 und 5), die wesentlich besser mit den bisher veröffentlichten und denen unserer Messung übereinstimmen. Daraus muß man schließen, daß die großen Abweichungen zu den spektroskopischen Faktoren bei Pullen & Rosner durch einen Fehler in der DWBA-Analyse dieser Autoren hervorgerufen werden.

4.3.2 Vergleich mit der Theorie

Der Ausgangspunkt unserer Messung ist ^{60}Ni mit einer abgeschlossenen Protonenschale ($1f_{7/2}$, Z = 28). Beim Deuteronenstripping am ^{60}Ni zum ^{61}Cu wird ein Proton oberhalb der abgeschlossenen $1f_{7/2}$-Schale eingebaut, der Endkern sollte sich also gut durch das Schalenmodell beschreiben lassen. Andererseits haben verschiedene Autoren[20,21] mithilfe des Rumpfanregungsmodells (Kopplung des eingebauten Protons an angeregte Zustände des Targets) gute Vorhersagen für Niveaulagen, spektroskopische Faktoren, Quadrupolmomente und B(E2)-Werte der Cu-Isotope treffen können. Für ^{61}Cu gibt es leider keine veröffentlichten Ergebnisse spektroskopischer Faktoren, so daß ich mich auf einen qualitativen Vergleich mit Rechnungen zum ^{63}Cu beschränken möchte.

Thankappan & True[21] gehen bei ihren Rechnungen zum ^{63}Cu von folgenden Voraussetzungen aus:

a) Vom ^{62}Ni-Rumpf werden nur der Grundzustand (0^+) sowie der erste angeregte Zustand bei E_x = 1.17 MeV (2^+) berücksichtigt. Höher angeregte Zustände sollten, da sie gut getrennt vom ersten angeregten Zustand mit ihrer Anregungsenergie über 2 MeV liegen, nichts oder nur wenig zu den tiefliegenden Niveaus im ^{63}Cu beitragen.

b) Bei der Ankopplung an den ^{62}Ni-Rumpf werden nur die $2p_{3/3}$-, die $1f_{5/2}$- und die $2p_{1/2}$-Einteilchenbahnen des eingebauten Protons berücksichtigt. Die $1f_{7/2}$-Schale wird als abgeschlossen betrachtet, und die $1g_{9/2}$-Einteilchenbahn kann bei Ankopplung an die 0^+- bzw. 2^+-Zustände im ^{62}Ni nicht zu den Zuständen negativer Parität im ^{63}Cu beitragen.

c) Als Hamiltonoperator setzen Thankappen & True folgende Wechselwirkung an:

$$H = H_c + H_p + H_{int} \qquad (11)$$

Dabei beschreiben H_c, H_p den Rumpf bzw. das eingebaute Proton, und H_{int} gibt die Wechselwirkung zwischen dem Rumpf und dem Proton wieder.

$$H_{int} = -\alpha(\underline{J}_c\ \underline{J}_p) - \beta(\underline{Q}_c\ \underline{Q}_p) \qquad (12)$$

$\underline{J}_c$, $\underline{J}_p$ sind Operatoren für den Gesamtdrehimpuls des Rumpfs bzw. des eingebauten Protons,

$\underline{Q}_c$, $\underline{Q}_p$ sind die Quadrupoloperatoren für den Rumpf bzw. das eingebaute Proton, und

α ,β sind Parameter, die die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Rumpf und dem eingebauten Proton beschreiben.

Als Basiszustände $|J_c, J_p; J, M>$ (J, M sollen den Endzustand beschreiben) werden die Eigenfunktionen zu $H_c + H_p$ angenommen. Die Eigenzustände zu H sind Linearkombinationen

der oben angegebenen Basiszustände. Man erhält sie durch Diagonalisieren der Matrix des Hamiltonoperators H.
Die Parameter α und β sowie die Abstände der Einteilchenbahnen des Protons ($2p_{3/2}$-$1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$-$2p_{1/2}$) werden so variiert, daß die B(E2)-Werte sowie die Niveaulagen im ^{63}Cu in etwa richtig wiedergegeben werden.
In der folgenden Tabelle 4 sind die Rechnungen für die Niveaulagen und die Einteilchenstärken der tiefliegenden Zustände im ^{63}Cu zusammengefaßt und werden dort mit experimentellen Werten einer ^{62}Ni(τ,d)-Messung von Blair[22] verglichen.

Tabelle 4: Vergleich theoretisch von Thankappan & True[21] ermittelter Niveaulagen und Einteilchenstärken für Protonentransfer zum ^{63}Cu mit experimentellen Werten einer ^{62}Ni(τ,d)-Messung von Blair[22]

^{63}Cu:	theoretisch			experimentell		
	E_x(MeV)	J	S	E_x(MeV)	J	S
	0.00	$3/2^-$	.85	0.00	$3/2^-$	.83
	0.83	$1/2^-$	.75	0.67	$1/2^-$	.88
	1.07	$5/2^-$	.38	0.96	$5/2^-$	.41
	1.30	$7/2^-$	--	1.32	$7/2^-$	.07
	1.49	$5/2^-$	.41	1.41	$5/2^-$	.56
				1.55	$(1/2,3/2)^-$	
				1.86	$(5/2,7/2)^-$	
	2.02	$3/2^-$	.03	2.06	$(1/2,3/2)^-$	.14 +)

+) nicht aufgelöstes Niveau

Die von Thankappan & True berechneten spektroskopischen Faktoren stimmen, wie man in Tabelle 4 sieht, gut mit denen von Blair experimentell ermittelten überein.
Pick-up-Messungen mit (t,α) und (d,τ) von Blair & Armstrong[23] an den geraden Ni-Isotopen ergaben gegenüber der Annahme b) der Rechnungen von Thankappan & True, daß die $1f_{7/2}$-Schale in den Ni-Grundzuständen noch zu etwa 10 % unbesetzt ist. Wenn man das berücksichtigt, ergibt sich qualitativ:

a) daß das $7/2^-$-Niveau bei E_x = 1.32 MeV im ^{63}Cu (anders als in den Rechnungen) eine, wenn auch geringe, Einteilchenstärke haben kann,

b) daß der spektroskopische Faktor für den $3/2^-$-Grundzustand reduziert werden muß.

Punkt a) läßt sich durch das Experiment bestätigen, Punkt b) läßt sich bei den Fehlern, die sowohl den theoretischen als auch den experimentellen Daten anhaften, nicht überprüfen. Ein Vergleich der Einteilchenstärken entsprechender Niveaus aus ^{61}Cu (E_x = 0.0, 0.477, 1.94 MeV; Tabelle 3) mit denen aus ^{63}Cu (E_x = 0.0, 0.83, 2.02 MeV; Tabelle 4) ergibt im Rahmen der Theorie eine gute Übereinstimmung. Das überrascht aber nicht sehr, da sowohl die Ausgangs- als auch die Endkerne in vielen ihrer Eigenschaften sehr ähnlich sind. Ein Vergleich zu den restlichen theoretischen Niveaus in Tabelle 4 kann leider nicht gezogen werden, da es uns, wie in den Abschnitten 4.1 und 4.3.1 erwähnt, nicht möglich war, für die hier interessierenden ℓ = 3 Übergänge zu $J = 5/2^-$ bzw. $7/2^-$ im ^{61}Cu spektroskopische Faktoren zu ermitteln.

5 Die Subcoulombmessung; Bestimmung des Deuteronenpotentials

5.1 Qualitativer Vergleich zwischen der (d,p)- und (d,n)-Reaktion unterhalb des Coulombwalls

Die (d,p)-Reaktion für Einschußenergien der Deuteronen unter dem Coulombwall des Targetkerns hat sich als nützliche Informationsquelle für spektroskopische Daten erwiesen[1]. Nur das eingefangene Neutron tritt mit den Kernkräften in direkte Wechselwirkung, das einlaufende Deuteron und das auslaufende Proton bewegen sich ohne Störung durch die Kernkräfte im Coulombfeld des Kerns. Nachteile der (d,p)-Reaktion unterhalb der Coulombschwelle sind der geringe Wirkungsquerschnitt sowie die relative Unempfindlichkeit der Winkelverteilung des auslaufenden Protons in Bezug auf den Bahndrehimpuls ℓ des eingefangenen Neutrons.
Nach Argumenten von Goldfarb & Wong[3] sollte sich die (d,n)-Reaktion für Energien der Deuteronen unterhalb des Coulombwalls des Targetkerns in folgender Weise verhalten:

a) Da das auslaufende Teilchen nicht der Coulombabstoßung unterliegt, hat man die Wechselwirkung mit den Kernkräften im Eingangs- und Ausgangskanal zu berücksichtigen. Die Winkelverteilungen der Neutronen sollten i. a. keine ausgeprägte Rückwärtsmaxima aufweisen, wie das bei (d,p) der Fall ist.
b) Der Wirkungsquerschnitt für (d,n) sollte gegenüber (d,p) um eine weitere Größenordnung reduziert sein, da die Wellenfunktion des übertragenen Protons zum Kernrand hin viel schneller abnimmt als die eines analogen Neutrons.
c) Die demzufolge kleine direkte Amplitude kann durch Compoundkernbeiträge verdeckt werden.
d) Da die Reduktion des Wirkungsquerschnitts gegenüber (d,p) hauptsächlich den Beitrag an der Oberfläche des Targetkerns betrifft (siehe Punkt b)), sollte die Reaktion stark durch das Kerninnere beeinflußt werden. Bei der normalen DWBA mit Nullreichweitennäherung sollten Schwierigkeiten bei der Analyse der Ergebnisse auftreten.

Die qualitativen Überlegungen b) - d) und allgemeine Schwierigkeiten bei der Neutronenspektroskopie sind wohl die Gründe dafür, daß bisher kaum Daten für Subcoulomb-(d,n) vorliegen. Zur qualitativen Untersuchung der oben aufgeführten Überlegungen führten wir vor einiger Zeit eine (d,n)-Messung am ^{116}Sn bei E_d = 6.0 MeV (das heißt etwa 2 MeV unterhalb des Coulombwalls des Targetkerns) durch[2]. Abbildung 5 zeigt die dabei gewonnenen Winkelverteilungen zu den ersten vier Niveaus im ^{117}Sb, die ausgezogenen Kurven sind Ergebnisse von DWBA-Analysen. Wie vorhergesagt (b)) sind die Wirkungsquerschnitte der (d,n)-Subcoulomb-Messung etwa eine Größenordnung kleiner als bei vergleichbaren (d,p)-Messungen am ^{90}Zr [24,25].

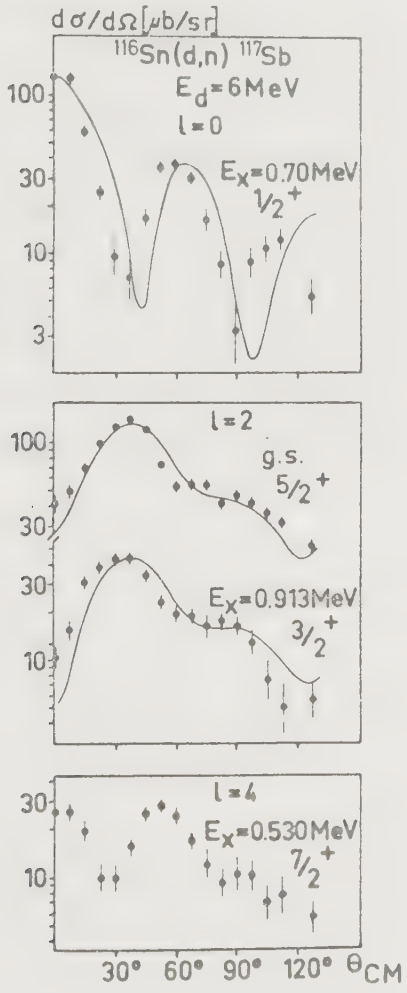

Abb. 5:
Winkelverteilungen der Neutronen aus $^{116}Sn(d,n)$ bei E_d = 6.0 MeV für die untersten vier Niveaus im ^{117}Sb. Die Unsicherheit im absoluten Wirkungsquerschnitt beträgt etwa 15 %, eingezeichnet sind die statistischen Fehler der Meßpunkte. Die ausgezogenen Kurven sind Ergebnisse einer DWBA-Rechnung mit Nullreichweitennäherung und einem Abschneideradius von 5 fm.

Die Maxima der Kurven sind, anders als bei (d,p), nicht zu großen Winkeln hin verschoben. ImGegensatz zur Vermutung c)

zeigen die Winkelverteilungen den für eine direkte Reaktion charakteristischen Verlauf und keine Verfälschung durch Compoundkerneffekte. Wir beobachten dieselbe für $\ell = 0, 2, 4$ charakteristische "Stripping"-Struktur wie bei (d,n)-Winkelverteilungen für Einschußenergien der Deuteronen oberhalb des Coulombwalls. Annehmbare DWBA-Anpassungen konnten bei Rechnungen mit Nullreichweitennäherung jedoch nur für einen Abschneideradius nahe der Kernoberfläche erhalten werden. Man kann allerdings hoffen, daß die DWBA bei Verwendung von Nichtlokalitätskorrekturen auch ohne das künstliche Abschneideverfahren brauchbare Resultate liefert. Damit wäre eine wesentliche Bedingung für die Lösung der in der Einleitung genannten Aufgabe (Bestimmung des Deuteronenpotentials aus Winkelverteilungen der Subcoulomb-(d,n)-Reaktion) erfüllt. Wichtig ist, daß die Winkelverteilungen in ihrer Struktur genügend Detail-Informationen enthalten, so daß man hoffen kann, die gewünschte, relativ umfangreiche Auskunft - nämlich die sechs Parameter des Deuteronenpotentials (die jedoch nicht alle unabhängig voneinander sind) - aus ihnen zu gewinnen. Zum Vergleich: die strukturlose Winkelverteilung der Subcoulomb-(d,p)-Reaktion gestattet anhand des Wirkungsquerschnitts die Bestimmung des einen Parameters r_o (bei vorgegebenem a und λ) des Potentials für das gebundene Neutron.

5.2 Die Anregungsfunktion für Neutronen aus der Reaktion $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ bei E_d = 3 - 6 MeV

Im Anschluß an die Messung der Winkelverteilungen bei E_d = 6.0 MeV wurde mit einer Schrittweite von 1 MeV im Bereich 3 - 6 MeV die Anregungsfunktion der Neutronen aus der (d,n)-Reaktion am ^{60}Ni bei einem Winkel von Θ_n = 22.5° gemessen. In Abbildung 6 sind die Anregungsfunktionen für die untersten drei Niveaus im ^{61}Cu aufgetragen.

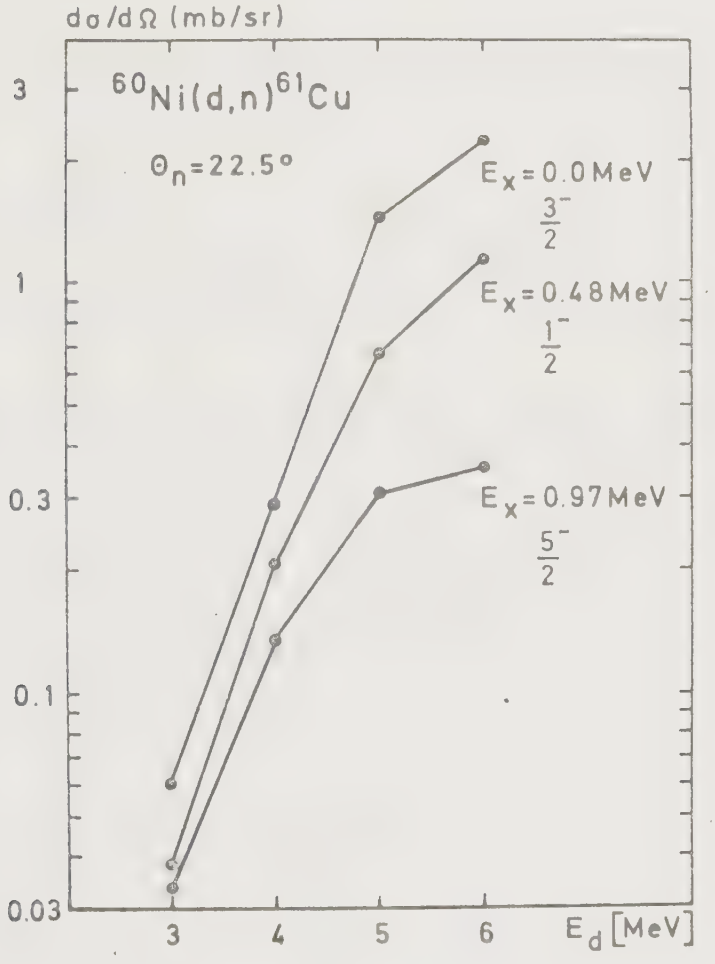

Abb. 6: Anregungsfunktion der Neutronen aus $^{60}Ni(d,n)$ für die untersten drei Niveaus im ^{61}Cu bei E_d = 3 - 6 MeV. Der absolute Fehler im Wirkungsquerschnitt beträgt ca. 15 - 20 %, die relativen Fehler der einzelnen Meßpunkte ca. 5 - 10 %.

Die Energie E_d = 3.8 MeV für die "Subcoulomb"-Messung wurde von uns willkürlich so gewählt, daß die Wirkungsquerschnitte gegenüber der Messung bei E_d = 6.0 MeV auf etwa 1/10 abgesunken waren. Anhand der Anregungsfunktionen wurden die Winkelverteilungen unserer beiden Messungen bei E_d = 6.0 MeV und E_d = 3.8 MeV absolut aneinander angeschlossen.

5.3 Die Reaktion ^{60}Ni(d,n) bei E_d = 3.8 MeV, Bestimmung der Parameter des Deuteronenpotentials

5.3.1 Die Parametersätze für die Deuteronen von Dickens & Perey

Aus Messungen der elastischen Deuteronenstreuung am ^{60}Ni bei E_d = 5 - 15 MeV wurden von Dickens & Perey[6] drei verschiedene Parametersätze (B, C, G) gewonnen (Siehe Tabelle 5).

Tabelle 5: Potentialparameter aus der elastischen Deuteronenstreuung von Dickens & Perey[6] (Bezeichnung der Größen wie in Formel (8), Abschnitt 4.2). Die Werte für E_d = 3.8 MeV wurden von uns aus den Bildern der Veröffentlichung von Dickens & Perey durch Extrapolation gewonnen.

	A	C	G	B	C	G	B	C	G
V (MeV)	103.5	57.5	64.0	110.8	63.6	73.1	≈130	≈80	≈95
V'(MeV)		73.5	67.4		80.9	77.0		≈102	≈100 [+]
r_o(fm)	1.15	1.30	1.18						
a (fm)	.81	.79	.886						
W'(MeV)	78.0	68.8	70.8	78.0	69.6	72.0	≈78	≈70	≈73
r'_o(fm)	1.34	1.37	1.36						
a'(fm)	.68	.67	.682						
E_d(MeV)		6			5			3.8	

[+] Umrechnung des Potentials V von C, G nach Vr_o^2 = const auf den Radius r_o = 1.15 fm des Satzes B.

Die Sätze C und G unterscheiden sich bei Umrechnung ihrer Potentialtiefen V nach Vr_o^2 = const nur unwesentlich. Bei allen Parametersätzen fällt auf, daß der Realteil V des Deuteronenpotentials zu kleineren Energien hin steil ansteigt. Dickens & Perey diskutierten diesen Effekt in Zusamenhang mit der Polarisierbarkeit des Deuterons, konnten damit jedoch keine quantitative Erklärung geben. Der Imaginärteil des Deuteronenpotentials ist für alle drei Parametersätze fast gleich und ändert sich auch nur schwach mit der Deuteronenenergie.
Mithilfe der DWBA-Analyse unserer Meßdaten sollte nun untersucht werden, ob sich aus der Subcoulombmessung bei E_d = 3.8 MeV Parameter in Übereinstimmung mit den extrapolierten Werten aus der elastischen Deuteronenstreuung am ^{60}Ni ermitteln lassen.

5.3.2 Rechnungen mit der Suchprocedur NINNY

Zur Bestimmung der Potentialparameter aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt ist die Verwendung eines DWBA-Parameter-Suchprogramms die geeignete Methode. Untersuchungen dieser Art übernahm dankenswerterweise Herr Barz vom Kernforschungszentrum Rossendorf bei Dresden. Mit seinem DWBA-Suchprogramm NINNY[26] wurden unsere Meßdaten der Winkelverteilung für den Grundzustandsübergang zum ^{61}Cu bei E_d = 6.0 MeV und bei E_d = 3.8 MeV analysiert. Parameter des Deuteronenpotentials wurden so lange variiert, bis sich nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ein Minimum in der Größe χ^2 ergab.

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left\{ \frac{\sigma_{exp}(\Theta_i) - K\,\sigma_{DWBA}(\Theta_i)}{\Delta\,\sigma_{exp}(\Theta_i)} \right\}^2 \qquad (13)$$

n Anzahl der Meßpunkte
K ist ein Normierungsfaktor, der bis auf bekannte Größen dem spektroskopischen Faktor $S_{\ell j}$ entspricht:

$$K = N \frac{(2J_B+1)}{2J_A+1} \cdot C^2 S_{\ell j} \qquad (14)$$

(Bezeichnungen wie in Formel (7) in der Einleitung)

Der Faktor K wurde in allen Rechnungen der Tabelle 6 mit variiert; aus ihm wurde nach Formel (14) der spektroskopische Faktor $S_{\ell j}$ bestimmt.

Die Ergebnisse der oben genannten Rechnungen sind in Tabelle 6 zusammengefaßt. Bei der Tabelle sind auch die Parameter für den Deuteronen-Kanal der DWBA-Rechnungen aufgeführt.
Die Parameter für das gebundene Proton sind die gleichen wie in Abschnitt 4.2.

Unter Beachtung der Umrechenregeln[29] Vr_o^2 = const und W'a' = const läßt sich als Fazit der Rechnungen von Barz für den Grundzustandsübergang zum ^{61}Cu folgendes sagen:

1. Für die Messung bei E_d = 6.0 MeV konnte der Parametersatz B von Dickens & Perey[6] (siehe Tabelle 5) im wesentlichen verifiziert werden. Die Variationen 2 und 3, die mit vertretbaren Abweichungen den gleichen spektroskopischen Faktor (0.69 und 0.74) wie in den Rechnungen mit Satz B in Abschnitt 4.2 (0.78) liefern, ergaben jedoch einen etwas kleineren Imaginärteil des Deuteronenpotentials als bei Dickens & Perey. Dort wird eine um etwa 20 % größere Diffusität des Realteils verlangt als in den Rechnungen von Barz. Rechnungen mit den Werten der Sätze C und G als Startparameter wurden nicht durchgeführt.
2. Aus den Daten der 3.8 MeV-Messung ergaben sich für den Realteil V des Deuteronenpotentials zwei etwa gleich ausgeprägte Minima in χ^2, einmal um 100 MeV (Variationen 8 - 11) und zum andern um 135 MeV (Variationen 6 und 7). Die übrigen Parameter ändern sich, wenn man von den Variationen 8 und 11 mit ihrem kleinen Imaginärteil des Deuteronenpotentials absieht, kaum. Der spektroskopische Faktor ist jedoch in allen Fällen größer als der aus der 6.0 MeV-Messung. Das deutet vielleicht auf einen größeren Compoundkernanteil bei der 3.8 MeV-Messung hin. Dieser Effekt wird in Abschnitt 5.4 diskutiert.

Tabelle 6: DWBA-Rechnungen mit der Suchprozedur NINNY von Barz[26] für die Winkelverteilung des Grundzustandsübergangs zum ^{61}Cu bei E_d = 6.0 MeV und E_d = 3.8 MeV. Bei den Rechnungen wurden jeweils die Parameter variiert, die in der Spalte Optimum aufgeführt sind.

E_d	Variation	Neutronenparameter Satz	W'	Deuteronenparameter V	r_o	a	W'	r'	a'	χ^2	$S_{\ell j}$	Bemerkungen
6.0 MeV	1 Start	W		102	1.15	0.65	18	1.34	0.68	169		
	Optimum			105			34	1.43	0.76	7	0.66	
	2 Start	R		105	1.15	0.65	36	1.34	0.68	20		
	Optimum			103.5			53			4.5	0.69	
	3 Start	R		105	1.15	0.65	36	1.43	0.76	8.4		
	Optimum			101.8	1.17		72		0.52	3.9	0.74	
	4 Start	W		102	1.15	0.65	18	1.34	0.68	155		ohne LEA
	Optimum			107.9	1.10	0.799	120.8	1.47	0.521	7.7	1.22	Korrektur
	5 Start	W	19.9	102	1.15	0.65	18	1.34	0.68	155		ohne LEA
	Optimum		21.1		1.11		72.8			29	0.56	Korrektur
3.8 MeV	6 Start	R		130	1.15	0.65	93.6	1.34	0.78	2.83		
	Optimum			138.1			58.4	1.46		1.11	1.08	
	7 Start	R		130	1.15	0.65	92	1.34	0.65	4.09		
	Optimum			133.7			72	1.56		0.73	1.19	
	8 Start	W		103	1.15	0.65	18	1.34	0.70	4.27		
	Optimum			105			13		0.63	2.60	0,39	
	9 Start	W	20	105	1.15	0.65	32	1.34	0.68	5.19		
			28.6	99.4			62.4			3.03		
	Optimum		52	98.8			90.8			1.28	0.91	
	10 Start	R		103.5	1.15	0.65	52.8	1.34	0.70	2.81		
	Optimum			94			93.6		0.78	0.97	1.06	
	11 Start	W	19.9	103	1.15	0.65	18	1.34	0.68	56		ohne LEA
	Optimum		13.7		1.193		15.8		1.09	0.23	0.55	Korrektur

Die Bezeichnungen für die Parameter sind die gleichen wie in Formel (8) im Abschnitt 4.2.
Parameter für den Neutronenkanal der Reaktion Satz W: Wilmore & Hodgson[27]; Satz R: Rosen et al.[28]
Parameter für den Protonenkanal wie in Abschnitt 4.2.

Variationen im Imaginärteil des Neutronenpotentials wurden in drei Fällen vorgenommen. Zwei der drei Rechnungen wurden ohne LEA-Korrektur durchgeführt. Aus den Ergebnissen der Variationen des Imaginärteils können deswegen keine eindeutigen Schlüsse gezogen werden.

5.3.3 DWBA-Rechnungen mit dem Programm JULIE

Unserer Meinung nach ist es vorteilhaft, abweichend von dem Verfahren von Barz den spektroskopischen Faktor, der aus der 6.0 MeV-Messung ermittelt wurde, bei der Analyse der Daten der 3.8 MeV-Messung als bekannt vorauszusetzen, denn dadurch wird das Minimum in χ^2 sowohl durch die Form als auch durch den absoluten Wirkungsquerschnitt der Winkelverteilung bestimmt.

In diesem Sinne führten wir eine Reihe von DWBA-Rechnungen mit dem Programm JULIE durch. Da uns hauptsächlich der Realteil V des Deuteronenpotentials interessierte - der Imaginärteil W' ist in allen drei Parametersätzen B, C, G von Dickens & Perey etwa gleich (siehe Tabelle 5) - wurde lediglich V in Schritten von 5 MeV im Bereich 50 - 145 MeV variiert. Alle anderen Parameter wurden wie in Satz B (Tabelle 5) fest vorgegeben. Die Parameter für den Protonenkanal sind die gleichen wie bei der Analyse der 6.0 MeV-Messung in Abschnitt 4.2, die Neutronenparameter wurden einer Arbeit von Hodgson[12] entnommen. Wie schon weiter vorne (Abschnitt 4.2) erwähnt, wurden die Formfaktoren mit einer LEA-Korrekturfunktion multipliziert, um Nichtlokalitätseffekte zu berücksichtigen. Nach Formel (13) wurde dann χ^2 als Funktion von V ausgerechnet. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 7 dargestellt.

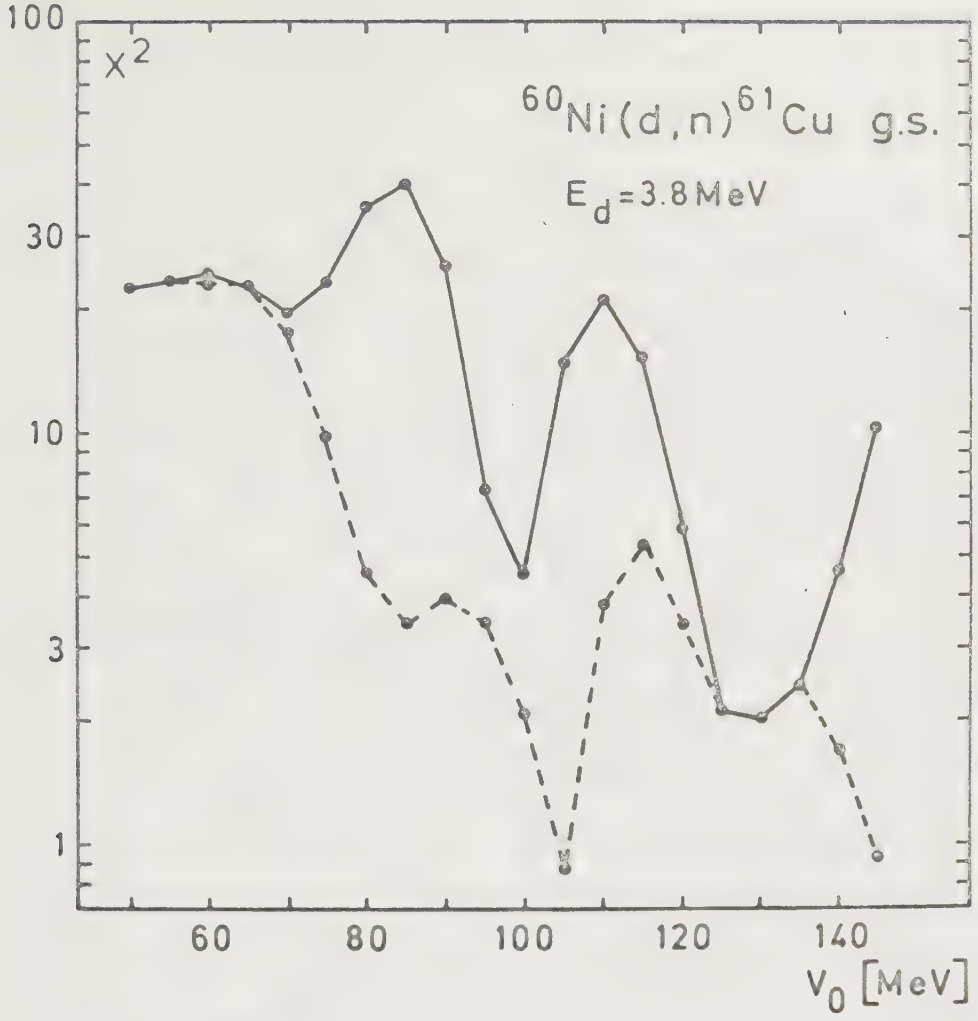

Abb. 7 χ^2 als Funktion des DWBA-Deuteronenpotentials V.
Durchgezogene Kurve: K in Formel (14), das heißt $S_{\ell j}$, bei der Berechnung von χ^2 nach Formel (13) fest vorgegeben.
Gestrichelte Kurve: K freigelassen, Anpassung nur an die Form der Winkelverteilung.

Aus der Abbildung ergeben sich bei fest vorgegebenem spektroskopischen Faktor $S_{\ell j}$ (durchgezogene Kurve) ganz klar zwei ausgeprägte Minima für χ^2, einmal um V = 100 MeV, zum anderen um V = 130 MeV. Diese Werte stimmen gut mit den von Barz ermittelten (Tabelle 6) überein. Unterhalb von 100 MeV erscheint kein ausgeprägtes Minimum. Die gestrichelte Kurve in Abb. 7 zeigt zum Vergleich χ^2 als Funktion von V bei variablem $S_{\ell j}$, das heißt bei Anpassung an die Form der Win-

kelverteilung allein. Diese Kurve ist nicht mehr so einfach wie oben zu interpretieren.

In der folgenden Abbildung 8 sind für den Grundzustandsübergang der Reaktion $^{60}Ni(d,n)^{61}Cu$ die Winkelverteilungen für unsere Messungen bei E_d = 6.0 MeV und E_d = 3.8 MeV eingetragen. Die ausgezogenen Kurven sind die Ergebnisse von DWBA-Analysen mit Satz B von Dickens & Perey (Tabelle 5). Bei der Subcoulombwinkelverteilung sind die beiden DWBA-Kurven eingezeichnet, für die sich nach Abb. 7 ein Minimum in χ^2 - V = 100 MeV bzw. V = 130 MeV - ergab.

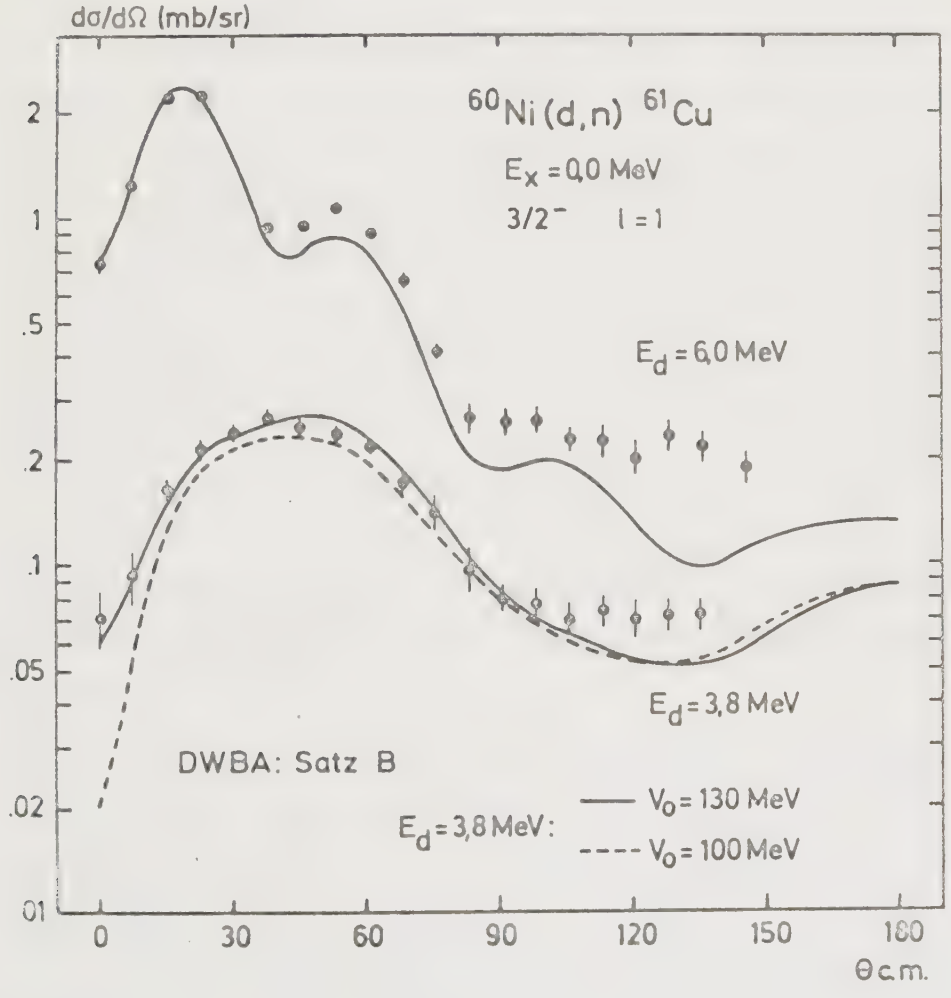

Abb. 8: Winkelverteilungen für den Grundzustand im ^{61}Cu aus $^{60}Ni(d,n)$ bei E_d = 6.0 MeV sowie E_d = 3.8 MeV. Die ausgezogenen Kurven sowie die gestrichelte Kurve sind Ergebnisse von DWBA-Rechnungen und werden im Text diskutiert.

5.4 Diskussion der DWBA-Rechnungen für die Subcoulombmessung

Die Gültigkeit der Ergebnisse unserer Analyse wird durch verschiedene mögliche Fehlerquellen eingeschränkt:

1. Die Berücksichtigung von Compoundkernbeiträgen zur Reaktion kann dazu führen, daß die "direkten" Anteile in den Winkelverteilungen als kleiner angenommen werden müssen. Probeweise wurde ein isotroper Beitrag[+)] von der Grundzustandswinkelverteilung bei E_d = 3.8 MeV (siehe Abb. 8) subtrahiert und die Analyse nach Abschnitt 5.3.3 damit wiederholt: das obere Minimum bei 130 MeV wurde dabei um 10 MeV zu größerem V_o hin verschoben.
2. Es ist theoretisch nicht gesichert, inwieweit die DWBA-Rechnungen - auch mit der LEA-Korrektur (siehe Abschnitt 4.2) - das Kerninnere, das nach den Argumenten von Goldfarb & Wong[3)] (siehe Abschnitt 5.1) bei Subcoulomb-(d,n)- eine große Rolle spielt, richtig berücksichtigen. Die Tatsache, daß die mit NINNY aus der 6.0 MeV-Messung ermittelten Deuteronenparameter (siehe Tabelle 6) gut mit denen von Dickens & Perey aus der elastischen Streuung übereinstimmen (siehe Tabelle 5), weist auf einen begrenzten Einfluß dieser Unsicherheiten hin.

Die Erfahrungen und die Ergebnisse bei den Rechnungen mit der DWBA-Suchprozedur NINNY und dem DWBA-Programm JULIE erlauben folgende Feststellungen:

1. Die (d,n)-Messung für Einschußenergien der Deuteronen unterhalb der Coulombschwelle des Targetkerns erscheint geeignet (bei Kenntnis des spektroskopischen Faktors für das jeweils zu betrachtende Niveau im Endkern), Parameter für das Deuteronenpotential zu extrahieren. Es soll hier ausdrücklich auf die Empfindlichkeit dieser Methode hingewiesen werden. Dies möge in Abb. 9 verdeutlich werden, wo die relative Änderung Δ des theoretischen Wirkungsquerschnittes bei Änderung der Potentialtiefe um 10 MeV über Θ aufgetragen ist:

+) $\sigma_{compound}$ = 0.026 mb/sr

$$\Delta = \frac{\sigma_{V_1}(\Theta) - \sigma_{V_2}(\Theta)}{\sigma_{V_1}(\Theta)} \qquad (15)$$

und zwar zeigt die Figur Δ sowohl für die elastische Deuteronenstreuung als auch für die (d,n)-Reaktion für beide Einschußenergien (E_d = 3.8 und 6 MeV).

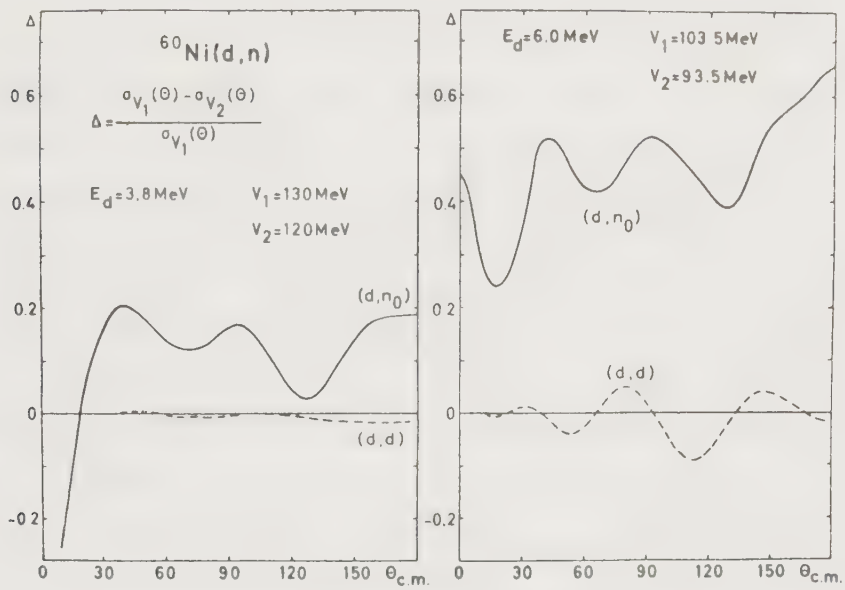

Abb. 9 Δ (siehe Formel 15) als Funktion des Winkels Θ für die elastische Deuteronenstreuung und die (d,n)-Reaktion bei E_d = 3.8 MeV und E_d = 6 MeV aus DWBA-Rechnungen für den Grundzustandsübergang zum ^{61}Cu. V_1 und V_2 unterscheiden sich jeweils um 10 MeV, alle übrigen Parameter (Satz B, Tabelle 5) bleiben gleich.

Für Deuteronenenergien unterhalb des Coulombwalls des Targetkerns ergibt sich aus Abb. 9, daß die Variation in der Form der theoretischen (d,n)-Winkelverteilungen bei einer fest vorgegebenen Variation des Deuteronenpotentials von 10 MeV um mehr als eine Zehnerpotenz größer ausfällt als bei der elastischen Deuteronenstreuung. Besonders vorteilhaft für die Analyse anhand der Subcoulomb-(d,n)-Reaktion ist, daß die größte Variation Δ im Maximum der experimentellen Winkelverteilungen auftritt, während bei (d,d) eine merkbare Variation Δ erst bei großen Rückwärtswinkeln, das heißt bei Winkeln, wo für die elastische Deuteronenstreuung der Wirkungsquer-

schnitt am kleinsten ist, erscheint. So muß man schließn, daß für Subcoulombenergien die Bestimmung des Deuteronenpotentials aus (d,n) wesentlich genauer als aus (d,d) ist. Berücksichtigt man die absoluten Fehler in den Meßpunkten der Winkelverteilungen - bei (d,n) im allgemeinen etwa 20 - 25 % und bei (d,d) im allgemeinen etwa 5 - 10 % - so kann man aus Abb. 9 weiter schließen, daß erst für ca. 6 MeV Deuteronenenergie, das heißt bei einer Einschußenergie über dem Coulombwall des Nickels, die Bestimmung der Deuteronenparameter aus der elastischen Deuteronenstreuung gleichwertig der aus der (d,n)-Reaktion unterhalb des Coulombwalls bei E_d = 3.8 MeV ist.

2. Es erweist sich unbedingt als vorteilhaft, wenn man in die Analyse der 3.8 MeV-Daten den spektroskopischen Faktor für das zu betrachtende Niveau, in diesem Fall für den Grundzustand im ^{61}Cu, als bekannt einsetzen kann. Ohne Kenntnis dieser Größe ergibt sich kein klares Bild bei der Bestimmung des Realteils V des optischen Potentials für die Deuteronen (siehe Abb. 7). Ähnliche Erfahrungen machten schon Dickens & Perey[29] bei der Analyse der elastischen Deuteronenstreuung an ^{60}Ni, ^{90}Zr und ^{114}Cd. Ohne Berücksichtigung der absoluten Wirkungsquerschnitte erhielten sie bei Anpassung ihrer Rechnungen allein an die Form der gemessenen Winkelverteilungen eine zu große Variationsbreite in den Parametern des optischen Modells.
3. Unter Berücksichtigung des aus der 6.0 MeV-Messung ermittelten spektroskopischen Faktors $S_{\ell j}$ erhielten wir 100 bzw. 130 MeV für die Tiefe des Realteils V des Deuteronenpotentials, in ungefährer Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Rechnungen mit der Suchprozedur NINNY. Dies ist mit dem Trend der Ergebnisse der elastischen Deuteronenstreuung am ^{60}Ni von Dickens & Perey zu vergleichen: Diese Autoren fanden heraus, daß für ihre verschiedenen Parametersätze B, C, G (siehe Tabelle 5) der Realteil V des optischen Potentials zu kleineren Deuteronenenergien hin stark nichtlinear ansteigt. Bei Extrapolation ihrer

Daten erhält man für die verschiedenen Parametersätze B bzw. C, G für V eine Tiefe von ≃ 130 MeV bzw. von ≃ 100 MeV. Durch unsere Ergebnisse wird ihre Analyse bestätigt. Um das starke nichtlineare Ansteigen des Realteils des Potentials zu kleineren Deuteronenenergien hin zu sichern, wäre es allerdings wünschenswert, noch einige (d,n)-Winkelverteilungen am ^{60}Ni zwischen den Einschußenergien E_d = 6.0 MeV und E_d = 3.8 MeV zu messen und zu analysieren.

Anhang: Vergleichsmessungen an ^{58}Ni mit der (d,n)- und (τ,d)-Reaktion

Beim Vergleich (siehe Tabelle 3) unserer spektroskopischen Faktoren mit denen von Pullen & Rosner[10], die in ihrer Arbeit absolute spektroskopische Faktoren für Protonentransfer zum ^{59,61}Cu aus ^{58,60}Ni(τ,d)-Messungen bei E_τ = 16.4 MeV veröffentlichten, ergeben sich große Abweichungen. In allen Fällen sind die Werte von Pullen & Rosner wesentlich kleiner als bei uns.
Da die Ergebnisse ihrer ^{58}Ni(τ,d)-Messung jedoch gut mit denen einer Messung von Morrison & Schiffer[30] übereinstimmen, war unsere erste Vermutung, daß vielleicht die Wirkungsquerschnitte für die Reaktion ^{60}Ni(τ,d) bei Pullen & Rosner falsch angegeben sind. Eigene Messungen an ^{58,60}Ni mit (τ,d) bzw. (d,n) bei E_τ = 11.0 MeV und Θ_d = 45° +) bzw. bei E_d = 6.0 MeV und Θ_n = 22.5° ergaben jedoch etwa die gleichen Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte der Übergänge zu den ersten beiden Zuständen im ^{59,61}Cu wie bei Pullen & Rosner.

Eine Nachanalyse der Meßdaten von Pullen & Rosner mit den von ihnen angegebenen DWBA-Parametern ergab dann schließlich spektroskopische Faktoren (siehe Tabelle 3, Spalten 3 und 4), die wesentlich besser mit den bisher veröffentlichten und denen unserer Messung übereinstimmen.
Aus der ^{58}Ni(d,n)-Messung bei E_d = 6.0 MeV ergibt sich für den Übergang zum Grundzustand bzw. zum ersten angeregten Zustand im ^{59}Cu für den Winkel Θ_n = 22.5° ein absoluter Wirkungsquerschnitt von 3.26 mb/sr bzw. von 1.70 mb/sr. Das entspricht spektroskopischen Faktoren von $S_{\ell j}$ = 0.71 bzw. von $S_{\ell j}$ 0.66 für diese beiden Übergänge, in guter Übereinstimmung mit den Werten von Pullen & Rosner[10], die $S_{\ell j}$ = 0.71 bzw. $S_{\ell j}$ = 0.69 angaben.

+) Bei E_τ = 11.0 MeV ist nach einer ^{62}Ni(τ,d)-Messung von Smith et al.[31] für ℓ = 1 das zweite Maximum bei Θ_d = 45° der Deuteronenwinkelverteilung ebenso groß wie das erste bei Θ_d = 15 - 20°.

Literaturverzeichnis

1) M. Dost, W. R. Hering, W. R. Smith
Nucl. Phys. A 93 (1967) 357

2) H. Fuchs, K. Grabisch, P. Kraaz, G. Röschert
Phys. Lett. 25 B (1967) 204

3) L. J. B. Goldfarb, K. K. Wong
Nucl. Phys. A 90 (1967) 361

4) G. R. Satchler
Nucl. Phys. 55 (1964) 1

5) R. H. Bassel, R. M. Drisko, G. R. Satchler
ORNL 3240 (1965) Report,
JULIE-Supplement to ORNL 3240 (1966)

6) J. K. Dickens, F. G. Perey
Phys. Rev. 138 (1965) B 1083

7) R. C. Mobley
Rev. Sci. Instr. 34 (1963) 256

8) K. D. Grabisch
Diplomarbeit 1967, FU Berlin

9) G. Brown, J. G. B. Haigh, F.R. Hudson, A.E. Macgregor
Nucl. Phys. A 101 (1967) 163

10) D. J. Pullen, B. Rosner
Phys. Rev. 170 (1968) 1034

11) J. Nitschke
Diplomarbeit 1965, FU Berlin

12) P. E. Hodgson
Ann. Rev. Nucl. Sci. 17 (1967) 1

13) J. P. Sharpey-Schafer
Phys. Lett. 26 B (1968) 652

14) G. R. Satchler
Lecture notes for the 1965 Summer Institute for Theoretical Physics, University of Colorado, Boulder, Colorado

15) F. Perey, B. Buck
Nucl. Phys. 32 (1962) 353

16) A. M. Winther
Nordita, Gier Algol Library, G.A.P. 6

17) D. D. Armstrong, A. G. Blair, H. C. Thomas
Phys. Rev. 155 (1967) 1254

18) A. G. Blair
Compt. Rend. Congres International de Physique Nucleaire, Vol. II, p. 471, Paris (1964)

19) R. H. Bassel
Phys. Rev. 149 (1966) 791

20) M. Bouten, P. van Leuwen
Nucl. Phys. 32 (1962) 499

21) V. K. Thankappan, W. W. True
Phys. Rev. 137 (1965) B 793

22) A. G. Blair
Phys. Rev. 140 (1965) B 648

23) A. G. Blair, D. D. Armstrong
Phys. Rev. 151 (1966) 930

24) C. E. Brient, E. L. Hudspeth, E. M. Bernstein, W. R. Smith, Phys. Rev. 148 (1966) 1221

25) E. B. Daily, J. B. Nelson, W. R. Smith
Phys. Rev. 152 (1966) 1072

26) H. W. Barz
DWBA-Suchprozedur NINNY, private Mitteilung

27) D. Wilmore, P. E. Hodgson
Nucl. Phys. 55 (1964) 673

28) L. Rosen, J. G. Beery, A. S. Goldhaber, E. H. Auerbach
Ann. of Phys. 34 (1965) 96

29) J. K. Dickens, F. G. Perey
Phys. Rev. 138 (1965) B 1080

30) G. C. Morrison, J. P. Schiffer
Isobaric Spin in Nuclear Physics, Academic Press, p. 748, 1966

31) D. L. Smith, H. Y. Chen, H. A. Enge
Nucl. Phys. A 107 (1968) 639

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin unter Leitung von Professor Dr. K. H. Lindenberger und der Betreuung von Dr. H. Fuchs durchgeführt.
Herrn Professor Lindenberger danke ich vor allem für sein förderndes Interesse und die angenehmen Arbeitsbedingungen an seinem Institut.
Den Herren Dr. H. Fuchs, P. Kraaz und K. Grabisch danke ich für die Mitarbeit bei den Experimenten, letzterer stellte außerdem die Targets für unsere Messungen her.
Den Herren K. Grabisch, A. Weidinger und besonders Dr. H. Fuchs danke ich für wertvolle Diskussionen und Anregungen.
Die Herren H. Homeyer, H. Lettau, H. Morgenstern und Dr. J. Scheer ermöglichten es mir, während einer ihrer Strahlzeiten mit ihrer eingestellten Apparatur die (τ,d)-Messungen am ^{58,60}Ni durchzuführen.
Herr Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger unsere experimentellen Anforderungen erfüllte.

Herr Dr. H.-W. Barz vom Kernforschungszentrum Rossendorf/DDR führte die Rechnungen mit der DWBA-Suchprozedur NINNY für uns durch. Ihm möchte ich hier ganz besonders für diese uneigennützige Hilfe zur Analyse unserer Meßdaten danken

L e b e n s l a u f

Am 14. Januar 1938 wurde ich in Nürnberg als Sohn der Eheleute Landw.-Assessor Andreas Röschert und Charlotte, geb. Knaudt, geboren. Ab Herbst 1944 besuchte ich die Volksschule, zuerst in Gdynia, dann in Unsleben/Unterfranken und schließlich in Winningen/Mosel. Nach vierjährigem Besuch der Volksschule kam ich zunächst für ein Jahr auf das Gymnasium in Traben-Trarbach/Mosel, dann bis zum Frühjahr 1950 auf das Realgymnasium in Koblenz. Nach der Versetzung meines Vaters nach Hannover besuchte ich dort die Tellkampfschule, ein neusprachliches Gymnasium mit math.-nat. Zweig und legte im Februar 1958 die Reifeprüfung ab.

Nach dem Abitur nahm ich zum Sommer-Semester 1958 mein Studium der Mathematik-Physik an der Universität in Göttingen auf. Im Sommer-Semester 1959 entschied ich mich dann für ein reines Physikstudium und bestand im Februar 1961 in Göttingen die Diplomvorprüfung für Physik.

Die nächsten beiden Semester studierte ich als Austauschstudent an der Freien Universität in Berlin und arbeitete in den Semesterferien im Sommer 1961 im Physikalischen Labor der Farbenfabriken Bayer in Leverkusen.

Vom Sommer-Semester 1962 bis zum Winter-Semester 1967/68 war ich voll immatrikulierter Student der Freien Universität Berlin. Im Mai 1963 wurde ich Diplomand bei Professor Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut, Sektor Kernphysik, und bestand meine Diplomprüfung für Physik am 23. 8. 1965.

Seit dem 1. September 1965 arbeite ich als Doktorand bei Professor Lindenberger, seit Januar 1968 als Wissenschaftlicher Assistent. Während meines Aufenthalts am Hahn-Meitner-Institut hatte ich mehrmals die Möglichkeit, an Physikertagungen teilzunehmen.